УДК 539.12.01

ФОТОРОЖДЕНИЕ η-МЕЗОНОВ НА ПРОТОНАХ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ

В.А. Трясучёв

Томский политехнический университет
E-mail: trs@npi.tpu.ru

Результаты прецизионного измерения сечений и T-асимметрии процесса $\gamma p \to \eta p$ вблизи порога реакции в Майнце и Бонне (Германия) и результаты измерения Σ-асимметрии и $d\sigma/d\Omega$ этого процесса при больших энергиях в Гренобле (Франция), а также экспериментальные данные прошлых лет были привлечены для построения изобарной модели процесса $\gamma p \to \eta p$. Модель включает одиннадцать нуклонных резонансов: $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1440)$, $P_{13}(1720)$, $D_{13}(1520)$, $D_{15}(1675)$, $F_{15}(1680)$, $F_{17}(1990)$, $G_{17}(2190)$, $G_{19}(2250)$, $H_{19}(2220)$ и фон, состоящий из нуклонного полюса и t-канального вклада в амплитуду векторных мезонов. Для описания экспериментальной зависимости полного сечения от энергии фотонов наряду с $S_{11}(1535)$ потребовался резонанс $S_{11}(1650)$. Вычисленные дифференциальные и полные сечения, а также Σ-асимметрия процесса $\gamma p \to \eta p$ для энергий фотонов вплоть до 2 ГэВ, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для энергий фотонов выше 2 ГэВ, амплитуда процесса становится существенно зависимой от вкладов ρ- и ω-мезонов, связь которых с нуклонами до сих пор остаётся не определённой. Рассмотрены варианты различных t-канальных продолжений модели в область высоких энергий.

Введение

Сведения об электромагнитных свойствах нуклонных резонансов необходимы сегодня для построения динамических кварковых моделей барионов. Основным источником таких сведений остаются исследования фоторождения π-мезонов на нуклонах и ядрах. Из-за большого количества участвующих в процессах фотообразования пионов Δ- и N-резонансов пока нельзя сказать, что эти свойства резонансов с массами выше 1500 МэВ/с^2 хорошо известны. В отличие от фотообразования пионов в процесс фотообразования η-мезонов

$$\gamma + p \to \eta + p \tag{1}$$

в качестве промежуточных частиц вовлекаются только N-резонансы с изоспином I=1/2 с отделением их проявлений от многочисленных близких по массе Δ-резонансов (с I=3/2). Заметим также, что при внешней схожести процесса (1) с процессом фоторождения пионов на нуклонах между ними существует принципиальное отличие: в состав η-мезона входит странный кварк, в то время как в состав пионов входят только обычные u- и d-кварки.

Помимо основной цели – получения информации об электромагнитных свойствах резонансов, модель фоторождения η-мезонов на нуклонах в широком интервале энергий необходима для корректного вычисления сечений фотообразования η-мезонов на ядрах, играющих важную роль в изучении последующего η-ядерного взаимодействия в конечном состоянии. Современная модель фоторождения η на нуклонах нужна также при оценке фонов, сопровождающих всевозможные эксперименты.

1. Описание модели

В системе центра масс (с.ц.м.) амплитуду F фоторождения псевдоскалярных мезонов на нуклонах запишем в виде [1]

$$F = iF_1\vec{\sigma}\cdot\vec{\varepsilon} + F_2\vec{\sigma}\cdot\hat{\vec{q}}\cdot(\hat{\vec{k}}\times\vec{\varepsilon}) + iF_3\vec{\sigma}\cdot\hat{\vec{k}}\hat{\vec{q}}\cdot\vec{\varepsilon} + iF_4\vec{\sigma}\cdot\hat{\vec{k}}\hat{\vec{q}}\cdot\vec{\varepsilon}, \tag{2}$$

где $\vec{\sigma}$ – спиновые операторы нуклонов, $\hat{\vec{k}}=\vec{k}/k$ и $\hat{\vec{q}}=\vec{q}/q$, а k и q – импульсы фотона и мезона в с.ц.м., $\vec{\varepsilon}$ – вектор поляризации фотона в кулоновской калибровке в рассматриваемой системе координат. Величины F_i есть функции полной энергии W и угла вылета мезона θ в с.ц.м. В представлении углового момента F_i выражаются через сумму мультипольных амплитуд электрического, $E_{l\pm}$, и магнитного, $M_{l\pm}$, типов [1, 2]:

$$F_1 = \sum_{l=0}^{\infty}[lM_{l^+} + E_{l^+}]P'_{l+1}(x) + \sum_{l=2}^{\infty}[(l+1)M_{l^-} + E_{l^-}]P'_{l-1}(x),$$

$$F_2 = \sum_{l=1}^{\infty}[(l+1)M_{l^+} + lM_{l^-}]P'_l(x),$$

$$F_3 = \sum_{l=1}^{\infty}[-M_{l^+} + E_{l^+}]P''_{l+1}(x) + \sum_{l=3}^{\infty}[M_{l^-} + E_{l^-}]P''_{l-1}(x),$$

$$F_4 = \sum[M_{l^+} - E_{l^+} - M_{l^-} - E_{l^-}]P''_l(x), \tag{3}$$

где $P_l(x) = P_l(cos\theta)$ – полиномы Лежандра. Наблюдаемые величины процесса (1) выражаются через амплитудные функции F_i следующим образом.

Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{d\Omega}$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k}\{|F_1|^2 + |F_2|^2 - 2\,\mathrm{Re}(F_1F_2^*)\cos\theta + \frac{1}{2}[|F_3|^2 + |F_4|^2 + 2\,\mathrm{Re}(F_1F_4^*) + 2\,\mathrm{Re}(F_2F_3^*) + 2\,\mathrm{Re}(F_3F_4^*)\cos\theta]\sin^2\theta\}. \tag{4}$$

Σ-асимметрия, вызванная линейной поляризацией пучка фотонов параллельно и перпендикулярно плоскости реакции:

$$\Sigma\frac{d\sigma}{d\Omega} = -\frac{q}{k}\frac{\sin^2\theta}{2}[|F_3|^2 + |F_4|^2 + 2\,\mathrm{Re}(F_2F_3^* + F_1F_4^* + F_3F_4^*\cos\theta)]. \tag{5}$$

T-асимметрия, связанная с поляризацией нуклонов мишени в направлении, перпендикулярном плоскости реакции:

$$T\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k}\sin\theta\,\mathrm{Im}[F_1F_3^* - F_2F_4^* + (F_1F_4^* - F_2F_3^*)\cos\theta - F_3F_4^*\sin^2\theta]. \tag{6}$$

P-асимметрия, как следствие наблюдения поляризации протонов отдачи, в направлении, перпендикулярном плоскости реакции:

$$P\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{q}{k}\sin\theta\,\mathrm{Im}[F_2F_4^*-2F_1F_2^*-F_1F_3^*+ +(F_2F_3^*-F_1F_4^*)\cos\theta+F_3F_4^*\sin^2\theta]. \qquad (7)$$

В настоящее время существуют подробные модели для процесса (1), хорошо воспроизводящие сечения вблизи порога реакции [3–7]. С увеличением энергии фотонов в процесс (1) в качестве промежуточных частиц будут активно вовлекаться резонансы с большими угловыми моментами благодаря относительно большой массе η-мезона. Учет таких резонансов не всегда укладывается в схемы вышеупомянутых пороговых моделей [4, 6, 7], поэтому мы остановились на изобарной модели фоторождения η-мезонов на нуклонах. Напомним, что эта модель учитывает s-канальные вклады резонансов и фон, который в нашем случае состоит из нуклонного полюса в s- и u-каналах и вкладов векторных ρ- и ω-мезонов в t-канал. Мультипольные амплитуды фоторождения η-мезонов на протонах рассматривались как резонансные и записывались в форме Брейта-Вигнера [8]:

$$E_{l\pm}=\frac{ie^{i\Phi_r}(\Gamma^E_{\gamma p}\Gamma_{\eta p})^{1/2}}{2[kqj(j+1)]^{1/2}(W_r-W-\frac{1}{2}i\Gamma)}, \qquad (8)$$

и аналогично для $M_{l\pm}$ – амплитуд. Здесь l – орбитальный угловой момент мезона; $j=l\pm1$ соответственно для $E_{l\pm}$ и $j=l$ для $M_{l\pm}$. Индексы при l указывают на полный угловой момент $J=l\pm1/2$ системы мезон-нуклон; W_r обозначает полную энергию системы, равную положению резонанса. Зависимость полных ширин резонансов Γ от энергии выбирали как в работе [8]:

$$\Gamma=\sum_\alpha\frac{pv_l(pR)}{p_rv_l(p_rR)}\Gamma_{\alpha r}, \qquad (9)$$

где $\Gamma_{\alpha r}$ – парциальные ширины распада в канал α; p, p_r – импульсы мезонов от двухчастичных распадов резонансов, причём первый соответствует энергии W, а второй $W=W_r$; $v_l(x)$ – барьерные факторы, зависящие от орбитального момента мезона l. Для $l\leqslant3, v_l(x)$ известны [2], но для больших l их аналитический вид не встречается в литературе, поэтому приводим здесь выражения $v_l(x)$, используемые в нашей модели.

$$v_0(x)=1,$$
$$v_1(x)=\frac{x^2}{1+x^2},$$
$$v_2(x)=\frac{x^4}{9+3x^2+x^4},$$
$$v_3(x)=\frac{x^6}{225+45x^2+6x^4+x^6},$$
$$v_4(x)=\frac{x^8}{11025+1575x^2+135x^4+10x^6+x^8},$$
$$v_5(x)=\frac{x^{10}}{893025+99225x^2+6300x^4+315x^6+15x^8+x^{10}}. \qquad (10)$$

В выражении (9) и далее R – радиус сильного взаимодействия, который не варьировался и брался равным 1 Фм. Для всех резонансов, кроме $S_{11}(1535)$, сумма в (9) ограничивалась одним однопионным каналом распада резонансов, а для $S_{11}(1535)$, в виду большой доли его распада в канал ηN, полагали

$$\Gamma=(0{,}5q/q_r+0{,}4p/p_r+0{,}1)\Gamma_r, \qquad (11)$$

где q и p – импульсы η- и π-мезона в с.ц.м. соответственно для полной энергии W и, с индексами r, для $W=W_r$; Γ_r – ширины резонансов в системе, где резонанс покоится.

Электромагнитные, $\Gamma^{E,M}_{\gamma p}$, и сильные, $\Gamma_{\eta p}$, вершины резонансных мультипольных амплитуд (8) параметризовались в виде произведений [8]:

$$(\Gamma^{E,M}_{\gamma p}\Gamma_{\eta p})^{1/2}=\{[2kRv_n(kR)][2qRv_l(qR)]\}^{1/2}\gamma^{E\,M} \qquad (12)$$

с $n=l$, кроме мультипольных амплитуд E_{l-}, для которых $n=l-2$. Размерные величины $\gamma^{E,M}$, наряду с основными характеристиками резонансов W_r и Γ_r, рассматривались как подгоночные параметры модели.

Фон учитывался прямыми вкладами в амплитудные функции F_i.

Для нуклонного полюса [5]:

$$F_1=eg_{\eta NN}\frac{W+m}{8\pi W}\sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}}k[e_N+\mu_N](\frac{1}{s-m^2}+\frac{1}{u-m^2}),$$
$$F_2=-eg_{\eta NN}\frac{W-m}{8\pi W}\sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}}q[e_N+\mu_N](\frac{1}{s-m^2}+\frac{1}{u-m^2}),$$
$$F_3=2eg_{\eta NN}\frac{W+m}{8\pi W}\sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}}qk[\frac{e_N}{W+m}+\frac{\mu_N}{2m}]\frac{1}{u-m^2},$$
$$F_4=-2eg_{\eta NN}\frac{W-m}{8\pi W}\sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}}q^2[\frac{e_N}{W-m}-\frac{\mu_N}{2m}]\frac{1}{u-m^2}, \qquad (13)$$

где m – масса нуклона, $g_{\eta NN}$ – константа псевдоскалярной связи мезона с нуклонами, e_N – заряд нуклона в единицах заряда электрона, $e^2/4\pi$ – постоянная тонкой структуры, μ_N – аномальный магнитный момент нуклона ($\mu_p=1{,}79$, $\mu_n=-1{,}91$). Вклад нуклонного полюса в амплитуду изучаемого процесса оказался мал при всех разумных значениях констант связи $g_{\eta NN}$, а потому нами взято значение $g^2_{\eta NN}/4\pi=0{,}4$ как в работах [5, 7, 9].

Для вкладов в t-канал векторных мезонов, V, можно получить [5]:

$$F_1=e\lambda_V\frac{W+m}{8\pi Wm_\eta}\sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}}k\times \times\left[\frac{G^t_{VNN}}{2m}t-G^v_{VNN}(W-m+\frac{t-m^2_\eta}{2(W-m)})\right]\frac{1}{t-m^2_V},$$

$$F_2=-e\lambda_V\frac{W-m}{8\pi Wm_\eta}\sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}}\times \times q\left[\frac{G^t_{VNN}}{2m}t+G^v_{VNN}(W+m+\frac{t-m^2_\eta}{2(W+m)})\right]\frac{1}{t-m^2_V},$$

$$F_3 = -e\lambda_V \frac{W+m}{8\pi W m_\eta}\sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}}\times$$

$$\times kq\left[\frac{G^t_{VNN}}{2m}(W-m) - G^v_{VNN}\right]\frac{1}{t-m_V^2},$$

$$F_4 = e\lambda_V \frac{W-m}{8\pi W m_\eta}\sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}}\times$$

$$\times q^2\left[\frac{G^t_{VNN}}{2m}(W+m) + G^v_{VNN}\right]\frac{1}{t-m_V^2}. \qquad (14)$$

Здесь λ_V – константы связи электромагнитных вершин ($\gamma\eta V$).

$$G^{v,t}_{VNN} = g^{v,t}_{VNN} G^V(t), \qquad (15)$$

где g^v_{VNN}, g^t_{VNN} – векторная и тензорная константы связи вершин (VNN) с формфакторами $G^V(t)$.

В то время как λ_V достаточно точно определяются из вероятностей радиационных распадов векторных мезонов (см. например [9]), то g^v_{VNN}, g^t_{VNN} определены плохо для обоих ρ- и ω-мезонов и, фактически, являются подгоночными параметрами в подобного рода моделях. Если в вершинах (VNN) положить $G^V(t) = 1$, как это делалось в анализах у порога реакции авторами работы [7], то для энергий налетающих фотонов 1,5 ГэВ, амплитуда процесса (1) будет целиком определяться вкладом векторных мезонов, а сечение – увеличиваться неограниченно с ростом энергии. Включение формфакторов в нуклонные вершины (VNN) значительно уменьшает как само сечение для $K_0 > 1{,}5$ ГэВ, так и его рост, но не останавливает последнего: при $K_0 \to \infty$, $\sigma \to \infty$. Поэтому, для $K_0 > 2$ ГэВ амплитуда процесса (1) начинает зависеть от выбора формфакторов $G^V(t)$. В работе рассматривались формфакторы двух типов:

$$G^V(t) = \left(\frac{\Lambda_V^2 - m_V^2}{\Lambda_V^2 - t}\right)^n \qquad (16)$$

с n=1 (монопольного типа [6, 7]) и n=2 (дипольного типа [5, 9, 10]) и разными обрезающими множителями Λ_V. Несколько наборов констант для описания вкладов векторных мезонов в t-канале, полученных разными авторами, приведены в табл. 1. Следует иметь в виду, что все наборы, кроме последнего, использовались для описания низкоэнергетических ($K_0 \leqslant 1{,}1$ ГэВ) наблюдаемых процесса (1). В нашу задачу входило построение такой изобарной модели, которая бы давала хорошее описание низкоэнергетических опытных данных и имела бы "правильную" асимптотику при больших энергиях ($K_0 > 2$ ГэВ).

Следует отметить, что вклады векторных мезонов и нуклонного полюса входят в амплитуду процесса (1) с разными знаками, а потому гасят друг друга, и, особенно сильно, в интервале энергий 0,78...1,0 ГэВ. Кстати, роль фона в нашей модели будет играть вклад резонанса $P_{11}(1440)$, который по массе меньше порога реакции (1) и имеет большую ширину. В отличие от других авторов мы учли время жизни векторных мезонов, сделав замену пропагаторов в выражениях (14)

$$\frac{1}{t-m_V^2} \to \frac{1}{t-m_V^2 - i m_V \Gamma_V},$$

где Γ_V – полные ширины векторных мезонов. Хотя в этом случае фон из вещественного становится комплексным, к сколько-нибудь заметному результату это не привёло.

Таблица 1. *Константы связи векторных мезонов, используемые в данной работе для описания t-канала амплитуды процесса $\gamma p \to \eta p$*

Мезоны	Масса, МэВ	$\frac{(g^v_{VNN})^2}{4\pi}$	$\frac{(g^t_{VNN})^2}{4\pi}$	λ_V	Λ_V, ГэВ	Источник литературы
ρ	770	0,50	18,6	0,89	1,80	[5]
ω	782	23,0	0	0,192	1,40	
ρ	770	0,55	20,5	1,06	1,089	[6]
ω	782	8,11	0,20	0,31	1,106	
ρ	768,5	0,458	17,5	0,81	1,3	[9]
ω	782,6	20,37	0	0,291	1,3	
ρ	768,5	0,458	1,09	0,81	1,0	[10]
ω	782,6	6,45	0	0,29	1,3	

2. Обсуждение результатов

Соединяя с рассматриваемым процессом одиннадцать названных резонансов и меняя их основные свойства в рамках рекомендованных работой [11], поэтапно (см. табл. 2 – итог работ [12, 13]), мы добились хорошего описания имеющихся экспериментальных данных. В начале, как это видно из табл. 2, в качестве подгоночных параметров фигурировали и фазы Φ_r резонансных мультипольных амплитуд, но затем, с включением фона и увеличением числа резонансов, участвующих в процессе (1), необходимости в этом не стало. Результат подгонки амплитуды с одиннадцатью резонансами и фоном, как в работе [9], к имевшимся в нашем распоряжении экспериментальным данным показан в табл. 3.

Для энергий фотонов ниже 1 ГэВ главные роли в процессе (1) по нашей модели играют резонансы $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$ и $P_{13}(1720)$ с почти неизменными, по сравнению с результатом низко энергетического варианта подгонки, параметрами (сравните табл. 2 и 3). Существенно в модели изменилась только роль резонанса $F_{15}(1680)$, для которого раньше был получен слишком одиозный результат, отличающийся на порядок от величины рекомендованной работой [11]. Включение резонанса $D_{15}(1675)$ сильно понизило роль $F_{15}(1680)$ в исследуемом процессе и позволило избавиться от фазовой зависимости резонансных мультипольных амплитуд, то есть фазовые множители в выражении (8) для всех резонансов полагались равными 1. Естественный фон у порога реакции в виде нуклонного полюса позволил так же уменьшить роль резонанса $P_{11}(1440)$ в рассматриваемом процес-

се. Следует заметить, что полученный результат является результатом только визуальной подгонки и показан на рис. 1–7 сплошными кривыми.

Таблица 2. *Свойства 6 резонансов, полученные с помощью феноменологического анализа процесса $\gamma p \to \eta p$ от порога реакции до энергии фотонов 1200 МэВ в чисто изобарной модели (без учёта фона) в работах [12, 13]*

N^*-резонансы	W_R, МэВ	Γ_R, МэВ	γ^E, МэВ	γ^M, МэВ	Φ_R, град
$S_{11}(1535)$	1535	158	2,15	–	0
$S_{11}(1650)$	1645	120	-0,550	–	4,0
$P_{11}(1440)$	1440	350	–	0,450	0
$P_{13}(1720)$	1718	140	-0,085	0,409	132,0
$D_{13}(1520)$	1520	120	0,200	0,330	0
$F_{15}(1680)$	1678	120	0,190	0,800	18,0

Определяющий вклад в сечение процесса (1), как это неоднократно отмечалось, принадлежит резонансу $S_{11}(1535)$, наиболее сильно связанному с каналом распада в ηN. Однако только этого s-волнового вклада в процесс (1) недостаточно для удовлетворительного описания полученной в эксперименте энергетической зависимости полных сечений в обсуждаемой области. Только при включении в амплитуду вклада от резонанса $S_{11}(1650)$, в качестве "контрвклада" доминирующему резонансу, было получено согласие с экспериментами двух лабораторий (см. рис. 1).

Если через Γ_γ обозначить полную радиационную ширину резонансов, то для резонанса $S_{11}(1535)$ из табл. 3, имеем

$$\Gamma_\gamma/\Gamma_r \approx 0{,}345\,\%,$$

что совпадает с наибольшим рекомендованным работой [11] значением этого отношения. Этот же результат можно представить и в другом виде:

$$\Gamma_{\gamma p}\Gamma_\gamma/\Gamma_r = 0{,}27 \text{ МэВ}.$$

Таблица 3. *Параметры 11 резонансов, полученные из подгонки наблюдаемых величин процесса $\gamma p \to \eta p$ к имеющимся низкоэнергетическим ($K_0 < 1{,}2$ ГэВ) экспериментальным данным, с учётом фона как в работе [9]*

N^*-резонансы	W_r, МэВ	Γ_r, МэВ	γ^E, МэВ	γ^M, МэВ
$S_{11}(1535)$	1535	158	2,16	–
$S_{11}(1650)$	1642	140	- 0,590	–
$P_{11}(1440)$	1440	350	–	0,250
$P_{13}(1720)$	1722	145	- 0,105	0,430
$D_{13}(1520)$	1520	120	0,200	0,330
$D_{15}(1675)$	1673	150	0,115	0,260
$F_{15}(1680)$	1680	130	0,045	0,050
$F_{17}(1990)$	1990	375	- 0,075	- 0,550
$G_{17}(2190)$	2190	400	- 0,175	- 0,240
$G_{19}(2250)$	2250	450	- 0,375	- 0,700
$H_{19}(2220)$	2220	450	-0,120	- 0,700

Теперь, полагая $\Gamma_{\eta p}/\Gamma_r$=0,50, получим инвариантную спиральную амплитуду фотовозбуждения этого резонанса $A_{1/2}$= 0,110 ГэВ$^{-1/2}$. И наоборот, выбирая $A_{1/2}$= 0,09 ГэВ$^{-1/2}$, как советуют авторы работы [11], получим $\Gamma_{\eta p}/\Gamma_r$ =0,74. Это означает, что вклад резонанса $S_{11}(1535)$ в исследуемый процесс оказывается бóльшим, чем это следует из рекомендаций [11]. Вместе с тем, наше значение для амплитуды $A_{1/2}$ фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$ находит-

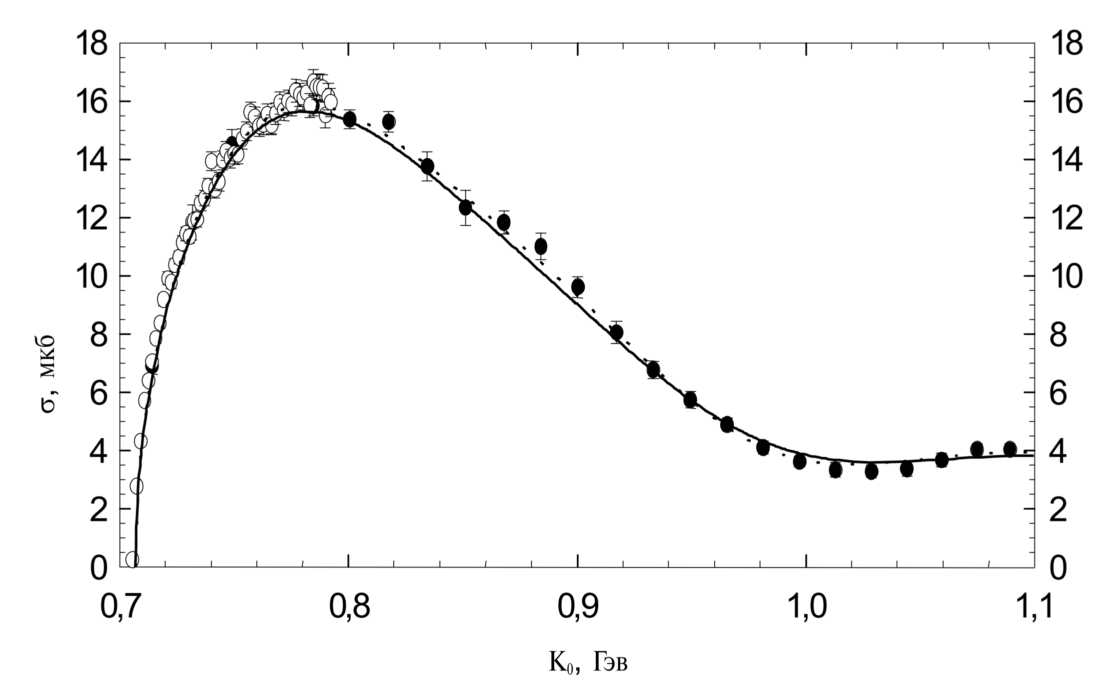


Рис. 1. *Зависимость интегрального сечения процесса $\gamma p \to \eta p$ от энергии фотонов K_0 в лабораторной системе. Результат данной работы показан сплошной кривой, а точечной кривой — результат работ [12, 13]. Экспериментальные данные из работ: ○ – [14]; ● – [15]*

ся в хорошем согласии с тем, что получили авторы работы [9] ($A_{1/2}$= 0,118 ГэВ$^{-1/2}$). О полученных в настоящей подгонке свойствах резонанса $S_{11}(1650)$ можно сказать тоже, что сказано о полученных свойствах резонанса $S_{11}(1535)$: если $\Gamma_{\eta p}/\Gamma_r$ = 0,1, то $\Gamma_\gamma/\Gamma_r \approx 0,34$ %, $A_{1/2}$ = 0,093 ГэВ$^{-1/2}$, что в 2 раза превышает верхние предел этих величин рекомендованных все той же работой [11]. Для резонанса $P_{13}(1720)$ величины $\gamma^{E,M}$, полученные из подгонки (табл. 3) приводят к следующему отношению спиральных амплитуд фотовозбуждения этого резонанса $A_{1/2}/A_{3/2}$ = -0,34, в то время как рекомендованное работой [11] для этого резонанса отношение есть –1, причём амплитуды одинаковой спиральности имеют здесь разные знаки. Наконец, для резонанса $D_{15}(1675)$ имеем $A_{1/2}/A_{3/2}$ = -5,0 вместо рекомендованного отношения +1,27 [11]. Более детальные сведения об электромагнитных вершинах возбуждения резонансов могут быть получены из приводимых в табл. 3 результатов, если иметь данные об отношениях $\Gamma_{\eta p}/\Gamma_r$ этих резонансов.

Рассчитанные угловые распределения мезонов $d\sigma/d\Omega$ (θ) отлично согласуются с результатами экспериментов двух лабораторий – MAMI (Германия), GRAAL (Франция) до энергии налетающих фотонов $K_0 \approx 950$ МэВ и в этой статье не приводятся (см. работы [12, 13]). При более высоких энергиях вычисленные $d\sigma/d\Omega$ (θ) имеют явно выраженное понижение на передних углах (о котором так же говорится в работе [9]), хотя это понижение не зафиксировано явно в эксперименте [15]. Некоторые результаты в области фотонной энергии 1 ГэВ, полученные в настоящей работе и более ранних [12,13], показаны на рис. 2 в сравнении с экспериментальными данными. Можно говорить, что модель с одиннадцатью резонансами не хуже согласуется с экспериментом при низких энергиях, чем низкоэнергетическая модель. Заметим, что максимумы в угловой зависимости Σ-симметрии, Σ(θ), для K_0 > 950 МэВ в предлагаемой модели достигаются при тех же углах ($\theta \approx 50°$), что и максимумы $d\sigma/d\Omega$ (θ) для соответствующих энергий, и это аргументирует столь резкое увеличение экспериментальных Σ(θ) в окрестности энергий фотонов 1 ГэВ (рис. 2).

На рис. 3 и 4 показаны полные сечения процесса (1) для энергий фотонов K_0 >1 ГэВ. Если не учитывать фон вообще, то интегральное сечение процесса (1) слишком быстро уменьшается до нуля (даже если учитывать не 6, а 11 резонансов), доказывая неправомощность продолжения модели без фона в область высоких энергий. Поведение сечения также некорректно без формфакторов в (*VNN*) – вершинах при учете вклада векторных мезонов (см. штриховую кривую на рис. 3). Заметного раз-

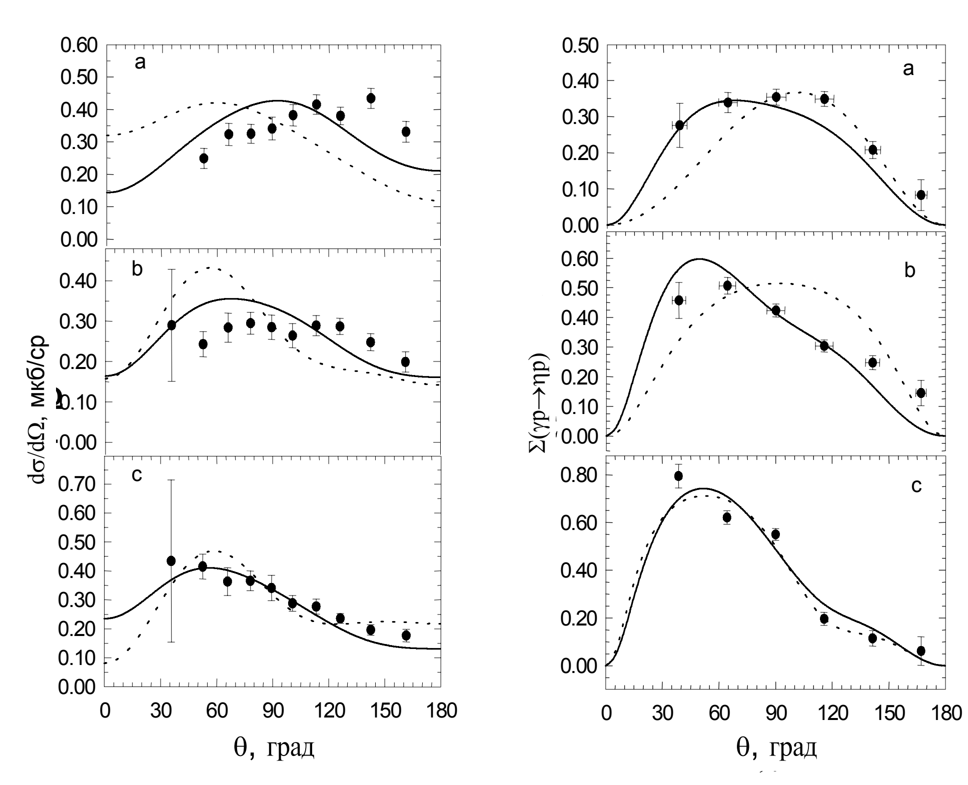


Рис. 2. *Дифференциальные сечения dσ/dΩ процесса γp→ηp в зависимости от угла вылета мезона θ в с.ц.м. для энергий налетающих фотонов K_0 в лабораторной системе: a) 981 МэВ, b) 1029 МэВ, c) 1075 МэВ. Экспериментальные данные из работы [15].*

Пучковая Σ-асимметрия процесса γp→ηp в зависимости от угла вылета мезона θ в с.ц.м. для энергий фотонов K_0 в лабораторной системе: a) 931 МэВ, b) 991 МэВ, c) 1056 МэВ. Экспериментальные данные из работы [16]. Результаты вычислений по модели, основанной на свойствах резонансов из табл. 3, изображены сплошными кривыми. Точечные кривые – результат модели [12, 13]

личия между полными сечениями с различными фонами при использовании наборов табл. 1 нет вплоть до энергии фотонов K_0 = 1,9 ГэВ, но затем оно появляется и становится значительным (см. рис. 3, 4). Изучать вклады тяжёлых резонансов в полное сечение на таком модельно зависимом фоне затруднительно. Поэтому в качестве ориентиров для продолжения амплитуды процесса $\gamma p \to \eta p$ во всю резонансную область, были выбраны большие положительные значения величины $\Sigma(\theta)$ при малых углах вылета мезонов, начиная с полной энергии W = 1687 МэВ и выше, измеренные в работе [16]* и в более ранней работе [18] для энергий фотонов K_0 = 1,39; 1,53 и 1,8 ГэВ.

Количество тяжелых резонансов, включённых в анализ, ограничили условием наличия у них статуса "четырёх звёздочек" [11]: $F_{17}(1990)$, $G_{17}(2190)$, $G_{19}(2250)$, $H_{19}(2220)$. При этом необходимо было следить, чтобы включёние дополнительного $D_{15}(1675)$ и тяжёлых резонансов не ухудшило согласия с экспериментом, достигнутого раннее для низких энергий. Как показали расчёты, включение тяжёлых резонансов существенно влияет на Σ-асимметрию и меньше – на дифференциальные

* На самом деле для подгонки у автора имелись не опубликованные данные коллаборации GRAAL по Σ-асимметрии процесса (1) для энергии фотонов K_0=1,1...1,5 ГэВ. Величина Σ имела большее значение и знак "плюс" во всей указанной области энергий

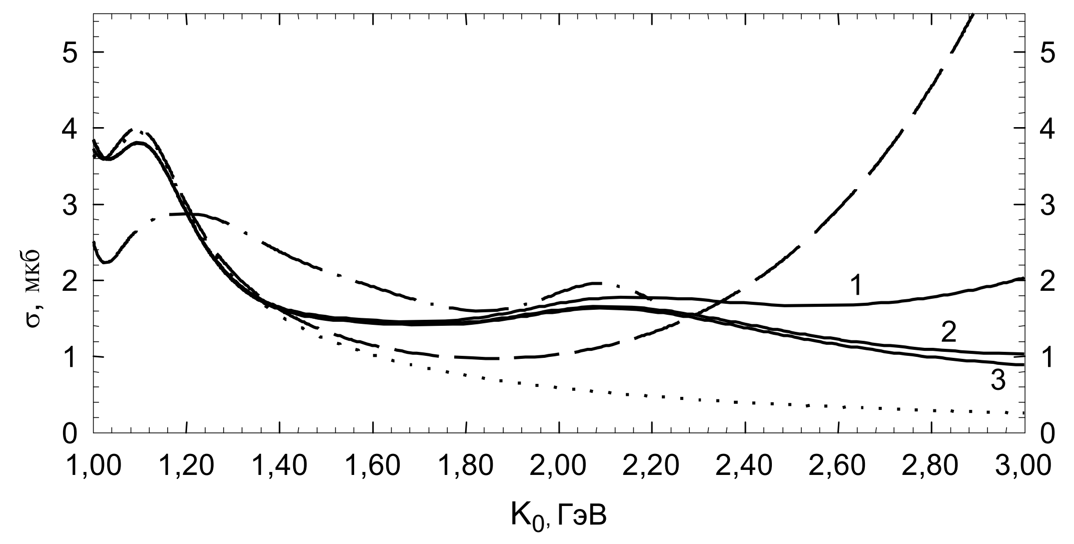


Рис. 3. *Зависимость интегрального сечения процесса $\gamma p \to \eta p$ от энергии фотонов K_0 в лабораторной системе. Сплошные кривые 1–3 соответствуют результатам вычислений с вкладом векторных мезонов как работах [5], [6] и [9], соответственно (табл. 1) и параметрами резонансов из табл. 3. Результат экстраполяции низкоэнергетической модели без фона [12, 13] показан точечной линией, а с вкладом векторных мезонов как в работе [5], но с $G^V(t) = 1$— штриховой. Штрихпунктирная кривая — результат расчёта сечения по модели работы [8, решение B2]*

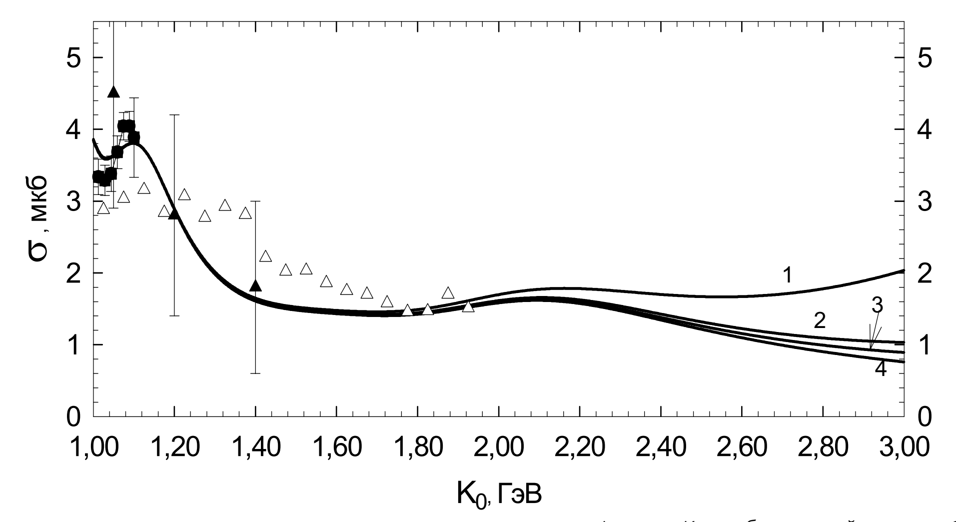


Рис. 4. *Зависимость интегрального сечения процесса $\gamma p \to \eta p$ от энергии фотонов K_0 в лабораторной системе. Сплошные кривые 1–4 результаты вычислений с вкладом векторных мезонов как в работах [5], [6], [9] и [10] соответственно (табл. 1) и параметрами резонансов из табл. 3. Экспериментальные данные из работ: ● — [15]; ▲— [17]; △ — [19]*

и полные сечения процесса (1) при низких энергиях. На первый взгляд кажется, что тяжёлые резонансы должны иметь заметный вклад в сечение (см. табл. 3), но из-за большой периферийности взаимодействия (большие L) эти вклады незначительны, а на рис. 3 и 4 наблюдается лишь суммарный их эффект. Наиболее связанным с процессом (1) среди тяжёлых резонансов согласно нашей модели оказался резонанс $G_{19}(2250)$. Необходимо отметить, что результаты изменения работы [19] (CEBAF, США) не были известны автору при построении данной модели процесса (1), но приводятся на рис. 4 (без статистических ошибок, которые малы) для сравнения. Измеренные в этом эксперименте сечения хорошо согласуются с результатами эксперимента в Гренобле [15] при K_0 = 0,75...1,0, но различаются при K_0 = 1,0...1,1 ГэВ. По мнению авторов работы [10] это противоречие не принципиальное и может быть устранено изменением экстраполяции дифференциальных сечений, измеренных в [15] в сторону уменьшения соответствующих полных. Если ориентироваться на эксперимент работы [19], то в интервале K_0 = 1,2...1,8 ГэВ наша модель не воспроизводит результаты этого эксперимента (см. рис. 4). Впрочем, подобное разногласие с экспериментальными данными работы [19] обнаруживают и другие модели процесса (1) [10] и вполне возможно для устранения этого разногласия потребуется привлечение ещё не известного *s*-волнового резонанса с массой 1,8 ГэВ/с^2,

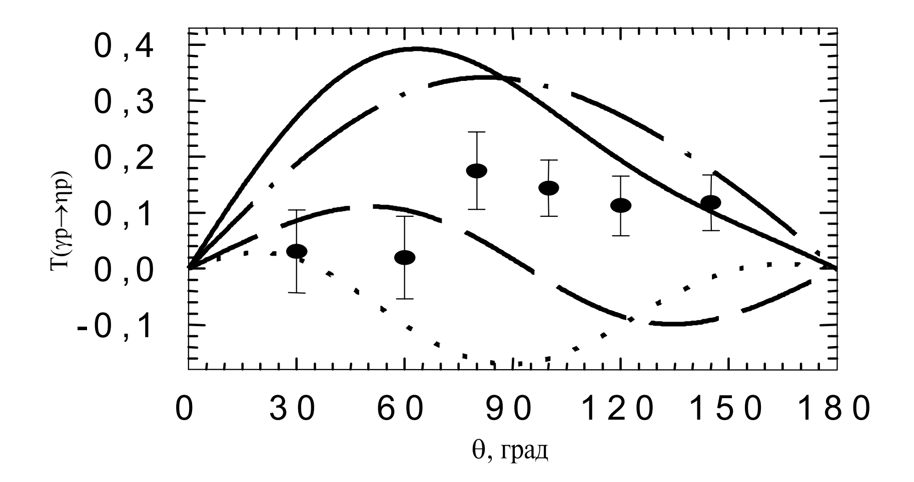


Рис. 5. *Зависимость T-асимметрии процесса (1) от угла вылета мезона θ в с.ц.м. при K_0 = 857 МэВ в лабораторной системе. Сплошная, штрих и штрихпунктирная кривые – результаты расчёта по данной модели с вкладом всех резонансов, только без резонанса $P_{13}(1720)$ и только без резонанса $D_{15}(1675)$, соответственно. Точечная кривая – результат расчёта по модели из работ [12, 13]. Экспериментальные данные работы [20]*

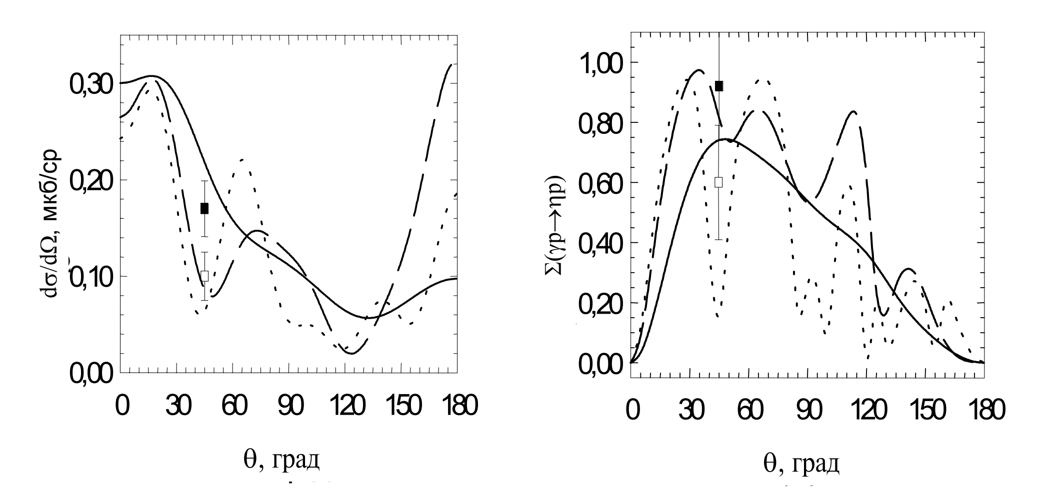


Рис. 6. *Зависимость от угла вылета мезонов в системе центра масс, для энергий налетающих фотонов в лабораторной системе K_0 = 1,39 ГэВ (сплошная кривая); K_0=1,80 ГэВ (штриховая кривая); K_0 = 2,5 ГэВ (точечная кривая) дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ и пучковой Σ-асимметрии процесса $\gamma p \to \eta p$. Экспериментальные данные из работы [18]; затемнённые квадраты относятся к энергии K_0 = 1,39 ГэВ, светлые квадраты к – K_0=1,8 ГэВ*

как об этом заявляют авторы цитируемых работ. Однако, противоречия результатов эксперимента двух лабораторий для полных сечений процесса (1) при K_0>1,0 ГэВ должны быть разрешены самими экспериментаторами, а поэтому преждевременно вводить в существующие изобарные модели этот резонанс.

Удивительно, но существующий тридцать лет мультипольный анализ процесса $\gamma p \to \eta p$ [8] не противоречит новым экспериментальным данным [19] при K_0 > 1 ГэВ (см. рис. 3, 4).

Вычисленная около порога реакции асимметрия $T(\theta)$ (6) в нашей модели, положительна, практически не зависит от величины борновского вклада (нуклонного полюса), от используемых формфакторов, выбираемых для (VNN) – вершин, и, качественно, согласуется с боннскими результатами [20] (рис. 5). На рисунке также показана чувствительность этой рассчитанной физической величины к вкладу резонанса P_{13}(1720) и D_{15}(1675). Заметим, что раннее предложенная модель [12, 13] противоречила эксперименту (см. точечную кривую).

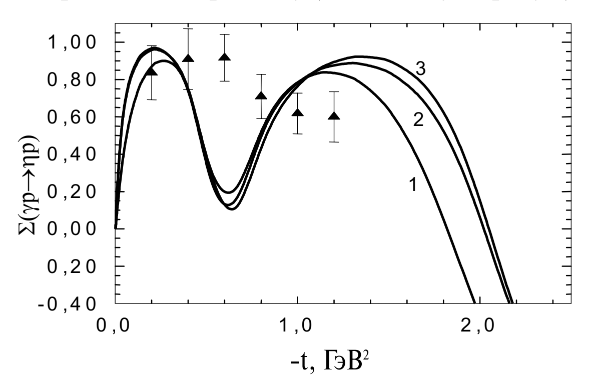


Рис. 7. *Зависимость Σ-асимметрии процесса γp→ηp от квадрата переданного четырёхимпульса – t для мезонов из работ [5]; [6]; и [9], соответственно и параметрами резонансов из табл. 3. Энергии налетающих фотонов K_0 = 3,0 ГэВ. Кривые 1, 2, 3 – результаты расчётов с вкладом векторных. Экспериментальные данные работы [17]*

Предсказания нашей модели для дифференциальных сечений и пучковой Σ-асимметрии при энергиях налетающих фотонов 1,39, 1,8 и 2,5 ГэВ показаны на рис. 6. Обращает на себя внимание то, что каждая из форм угловой зависимости дифференциального сечения и Σ-асимметрии процесса (1) остаются подобными себе при изменении энергии от 1,8 до 2,5 ГэВ. На рис. 7 показана зависимость вычисленной Σ-асимметрии исследуемого процесса от квадрата переданного четырёхимпульса в сравнении с экспериментальными данными для K_0 = 3,0 ГэВ. Согласие удовлетворительное. Хочется остановиться на том, что формфакторы $G^V(t)$, от которых значительно зависит полное сечение процесса $\gamma p \to \eta p$ (см. рис. 3) только слабо влияют на величину Σ-асимметрии этого процесса при малых $|t|$ (< 1,5 ГэВ²/с²). Поэтому эту величину можно использовать для определения вклада тяжёлых резонансов в амплитуду процесса (1) при высоких энергиях ($K_0 \geqslant$ 3,0 ГэВ). Перспективной, на наш взгляд, кажется идея соединения модели Редже с изобарной моделью, как это сделано в работе [10], но такая гибридная модель процесса (1) требует доработки, так как результаты, полученные авторами работы [10] на соединении моделей (K_0 = 2...4 ГэВ), оставляют желать лучшего.

Рассчитанная поляризация протонов отдачи $P(\theta, K_0)$ (7) исследуемого процесса в большей степени не согласуется с экспериментом тридцати летней давности [21].

Таким образом, в качестве основного критерия построения модели процесса $\gamma p \to \eta p$ при высоких энергиях фотонов (K_0 > 2 ГэВ) эффективно использовать экспериментальные значения Σ-асимметрии процесса при малых абсолютных значениях квадрата переданного четырёхимпульса, так как рассчитываемые Σ слабо зависят от обрезающих множителей, без которых невозможно корректное описание сечения. Т – асимметрия исследуемого процесса чувствительна к вкладу резонансов P_{13}(1720) и, в меньшей степени, D_{15}(1675). Более систематические измерения этой физической величины при больших энергиях желательны для построения реалистической модели, поскольку роль резонанса P_{13}(1720), как это следует из наших исследований, большая, а в других изобарных моделях она не значительна [9, 10]. Полные и дифференциальные сечения процесса $\gamma p \to \eta p$ для рассматриваемых энергий чувствительны к деталям учёта вкладов векторных мезонов в t-канал, а потому важны для изучения вклада векторных мезонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chew G.F., Goldberger M.L., Low F.E., and Nambu Y. // Phys. Rev. – 1957. – V. 106. – P. 1345.
2. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. – М.: ИЛ, 1954.
3. Bennhold C., and Tanabe H. // Nucl. Phys. A. – 1991. – V.530. – P. 625.
4. Benmerrouche M., and Mukhopadhyay N.C. // Phys. Rev. Lett. – 1991. – V. 67. – P. 1070.
5. Tiator L., Bennhold C., and Kamalov S.S. // Nucl. Phys. A. – 1994. – V. 580. – P. 455.
6. Benmerrouche M., Mukhopadhyay N.C., and Zhang J.F. // Phys. Rev. D. – 1995. – V. 51. – P. 3237.
7. Fix A., and Arenhovel H. // Nuc1. Phys. A. – 1997. – V. 620. – P. 457.
8. Hicks H.R., Deans S.E., Jacobs D.T., et al. // Phys. Rev. D. – 1973. – V. 7. – P. 2614.
9. Chiang W.-T., Yang S.N., Tiator L., and Drechsel D. // Nucl. Phys. A. – 2002. – V. 700. – P. 429.
10. Chiang W.-T., Yang S.N., Tiator L., Vanderhaeghen M., and Drechsel D. LANL nucl-th/0212106.
11. Particle Data Group // Eur. Phys. J. C. – 2000. – V. 15. – P. 1.

12. Трясучёв В.А. // Изв. вузов. Физика. – 2001. – № 7. – С. 3.
13. Tryasuchev V.A. // Physics of Atomic Nuclei. – 2002. – V. 65, No. 9. – P. 1717.
14. Krusche B., Ahrens J., Anton G., et al. // Phys. Rev. Lett. – 1995. – V. 74. – P. 3736.
15. Renard F., Anghinolfi M., Bartalini O., et al. // Phys. Lett. B. – 2002.– V. 528. – P. 215.
16. Ajaka J., Anghinolfi M., Bellini V., et al. // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 81. – P. 1797.
17. ABBHHM-collaboration // Phys. Rev. – 1968. – V. 175. – P. 1669.
18. Вартапетян Г.А., Пилипосян С.Е. // Ядерная физика. – 1980. – Т. 32, № 6. – С. 1553.
19. Dugger M., Ritchie B.G., Ball J., et al. // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 89. – P. 2202.
20. Bock A., et al. // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 81. – P. 534.
21. Heusch C.A., Prescott C.Y., Rochester L.S., et al. // Phys. Rev. Lett. – 1970. – V. 25. – P. 1381.

УДК 535.36